

^{76}Sr 核 yrast 带结构演化的微观研究*

石筑一^{1)†} 童红¹⁾ 张欢²⁾ 汪红¹⁾ 雷玉玺²⁾ 赵行知¹⁾ 倪绍勇¹⁾

1) 贵州民族学院物理系, 贵阳 550025)

2) 北方民族大学基础部, 银川 750021)

(2007 年 11 月 27 日收到, 2008 年 11 月 5 日收到修改稿)

对于发生在同一个原子核中的、从一种高有序激发模式向着另一种低有序激发模式演化的机理和物理图像, 提出了一种新的理解: 被布居到高角动量态的高有序激发核, 以 E_2 跃迁方式先行退耦到 yrast 带, 再退耦到共存区时释放了结构能, 诱发价核子对耦合强度改变, 重新组合出低有序的激发模式基准态, 实现了基准态结构的过渡. 从微观上看, 这是一种既温和而又平稳的转变, 并以 ^{76}Sr 核为例作了深入阐述.

关键词: 量子相变, yrast 带结构演化, 微观 sdIBM-2 方案, ^{76}Sr 核

PACC: 2110R, 2160E, 2320L

1. 引言

在物理学的不同分枝中, 相变已经成为很有兴趣的研究课题. 目前在热力学、临界现象和核物理学中已经观察到了大量的有关现象. 出现在微观领域的所谓“量子相变”(QPT) 是一种发生在零温度的结构改变现象, 它受量子涨落驱动和非热参数控制^[1-6]. 在核物理学中, 核能谱的典型特征取决于核子对的形成或溃散. 这又重新唤起人们对相互作用玻色子模型(IBM) 研究及其应用兴趣^[1, 4-14]. 最近, 除了成功地描述了一群原子核随玻色子数改变的“基态量子相变”(GSQPT) 外^[1, 4, 6-8, 10]; 也开始注意到, 在同一核素中 IBM 指认的三种对称性, 球形核具有的 $U(5)$ 对称性(振子), 轴变形核具有的 $SU(3)$ 对称性(转子) 和三轴核具有的 $O(6)$ 对称性(γ 软转子), 有以一定概率实现的可能性, 一旦发生激发模式的改变, 就将出现所谓的“转动驱动相变”(RDPT)^[5, 9, 11, 15, 16]. 理解相变临界点上原子核中有限中子-质子组分怎样引起结构调整是一个重要问题, 这在唯象理论中还不是完全清楚, 能从有限核子组合机理去说明和理解这些现象那是很有意义的^[1, 6, 9]. 其实, 从微观角度看, 这些只是原子核中的核子耦合、配对、折对、拆对-顺排、拆对-重新耦合及

基准态重组功能的宏观表现^[16-22]. 此外, 也有从集体回弯机理^[11]、相对论性平均场理论^[23] 和能谱统计^[24, 25] 等不同角度去描述这种现象的工作.

对于偶 $Z = N$ 原子核 $^{72}_{36}\text{Kr}_{36}$, $^{76}_{38}\text{Sr}_{38}$, $^{80}_{40}\text{Zr}_{40}$, 核子对发生拆对-顺排 QPT 的角动量, 比近邻多中子核的都要大^[26, 27]. 人们极为关心这种“顺排滞后”现象发生的真正原因. 在实验上, 完成了很多精巧测定, 把核的 yrast 带推到了较高的角动量区, 以便确认第一个带交叉的属性^[26, 27]. 在理论方面, 也曾采用多种核模型研究了顺排滞后现象, 但情况仍旧不明朗, 特别是对 $^{76, 78}\text{Sr}$ 核回弯角动量值的认定. 人们分析了很多可能的相关因素, 如 np 对关联、惯量矩的不规则性或形状的影响, 以及考虑引入同位旋自由度^[26-28]. 但却忽视了可能存在着的基准态结构改变.

本文从普遍的哈密顿量出发, 应用微观 IBM 方案获取微观信息, 阐述由于高激发-高有序的基态释放结构能, 导致价核子对耦合强弱的变化, 出现新的低有序基准态的重组, 实现了高速旋转减慢驱动变形核向着球形核过渡的量子相变. 并以 ^{76}Sr 核为例, 给出对微观机理的深入理解.

2. 理论方案

我们用于描述核体系出现基准态结构变化的哈

* 贵州省教育厅自然科学重点项目(批准号: 黔教科 2006318) 和贵州省科学技术基金(批准号: 黔科合 J 字 2009 2071 号) 资助的课题.

† E-mail: Shizhuyi@vip.sina.com.cn

密顿量,是微观 IBM 方案中 s, d 价核子对的、最普遍形式的哈密顿量,而不是一般文献中所常选用的潜在对称性哈密顿量的线性组合(Ising 型)^[1]. 方案本身不具有原始对称性,客观,价核子对具有物理结构(用玻色子结构常数表征),不是简单的、几何的刚性粒子,能研究玻色子拆对与基准态重组的细节.但是,方案的缺陷是不能准确地指认能谱的精确对称性,需辅以能谱特征分析.

设想 $^{76}\text{Sr}_{38}$ 原子核的生成过程由两步来实现.首先,让离散的、无相互作用的 10 个中子和 10 个质子分别独立地先组成只有自相互作用的单相中子对和质子对的玻色子流;然后,让它们“附着”在惰性芯 $^{56}\text{Ni}_{28}$ 的外壳上,让其相互混合、相互作用,成为具有两流相互作用着的真实原子核系统.这时,核系统的总哈密顿量应该是惰性芯的哈密顿量 + 有相互作用的两相流系统的哈密顿量.在仅关心激发能谱的研究中,勿需考虑前者,而后者正好就是区分中子-质子的普遍相互作用玻色子模型 sdIBM-2 的哈密顿量了.熟知,这种两相流系统有着非常丰富的相结构和发生相变的渠道,核心问题是要找到描述我们关心的某种相变的贴切相变序参量^[29].为此,通过 Dyson 变换和 MJS 代换,形式地得到微观 sdIBM-2 方案^[17,18],

$$h_{\text{sd}} = h_{\text{sd}}^{(n)} + h_{\text{sd}}^{(p)} + h_{\text{sd}}^{(np)}. \quad (1)$$

式中 $h_{\text{sd}}^{(\sigma)}$ ($\sigma = n, p$) 的具体表达式,及其表达式的系数均可以在文献 [17,18] 中找到,这些系数都是核子-核子有效相互作用中对力、四级对力、四级-四级力、中子-质子四级-四级力强度 ($g^{(\sigma)}, G_2^{(\sigma)}, K^{(\sigma)}$), 量子数 $\alpha(n, l, j)$ 和玻色子结构常数 $X_{(i_1 i_2)}^{(\sigma, s)}$, $X_{(i_1 i_2)}^{(\sigma, d)}$ 的函数,而 $h_{\text{sd}}^{(np)}$ 则为

$$\begin{aligned} h_{\text{sd}}^{(np)} = & \sum_l \frac{1}{2} \sqrt{2l+1} c_l^{(np)} \{ d^{(p)\dagger} d^{(n)\dagger} \chi \tilde{d}^{(n)} \tilde{d}^{(p)} \} \\ & + \frac{1}{2} v_1^{(np)} \{ (d^{(n)\dagger} d^{(p)\dagger}) \chi (s^{(p)} s^{(n)}) \} + \text{h.c.} \} \\ & + \sqrt{\frac{5}{2}} v_2^{(np)} \{ (d^{(n)\dagger} d^{(p)\dagger}) \tilde{d}^{(n)} \} s^{(p)} + \text{h.c.} \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & + \sqrt{\frac{5}{2}} v_2^{(pm)} \{ (d^{(n)\dagger} d^{(p)\dagger}) \tilde{d}^{(p)} \} s^{(n)} + \text{h.c.} \} \\ & + \frac{1}{2} v_3^{(mp)} \chi (s^{(p)\dagger} s^{(n)\dagger} s^{(n)} s^{(p)}) \} \\ & + \sqrt{\frac{5}{2}} v_4^{(mp)} \{ s^{(p)\dagger} [d^{(n)\dagger} \tilde{d}^{(p)}] s^{(n)} + \text{h.c.} \} \\ & + \sqrt{5} v_5^{(mp)} \{ s^{(p)\dagger} [d^{(n)\dagger} \tilde{d}^{(n)}] s^{(p)} \} \\ & + \sqrt{5} v_5^{(pm)} \{ s^{(n)\dagger} [d^{(p)\dagger} \tilde{d}^{(p)}] s^{(n)} \} \}, \quad (2) \end{aligned}$$

其中系数 $c_l^{(mp)}, v_1^{(mp)}, v_2^{(mp)}$ 和 $v_2^{(pm)}$ 仅为 $K^{(mp)}$, α 和玻色子结构常数 $X_{(i_1 i_2)}^{(\sigma, s)}, X_{(i_1 i_2)}^{(\sigma, d)}$ 的函数,可以在文献 [30] 中找到.

这样,从 (2) 式看到:中子-质子相互作用项中有 δ -玻色子(由中子-质子组成的玻色子)成分,它们有角动量 $l = 0, 1, 2, 3, 4$, 其相互作用类型也比较多;它的相互作用强度(c, v 系数)在参数调试中会自然得到,因而能直接判断核的中子-质子相互作用类型和等效强度.

在总体上,对于给定的两相玻色流,存在于它们之间的相互作用,会压低整个系统的总能量,保证系统结构处于最稳定状态(真实核的基态,有较高的结合能,包含核子配对能和核子对的有序结构能).只要两流的状态选择得恰当(在偶 $Z = N$ 核中,让两种玻色子的激发能相等,很多自由度被对称性排除了,特别容易挑选出恰当的两流状态),再调整两流之间的中子-质子等效相互作用强度参数 $K^{(mp)}$ 再现激发能谱,这就获得了最稳定的真实核的基准态结构.很明显,在这种“制备过程”中贴切的序参量是 $K^{(mp)}$, 它将扫描出真实核的基准态结构,能捕捉到原子核系统的有用微观信息.让我们从能量角度做出一些重要论断.

3. 计算结果和讨论

基于 ^{76}Sr 核 yrast 带的转动惯量-转动角速度图^[31], $R_{4/2} = 2.85$ 值和 E -GOS 方法^[5]:

$$R = \frac{E_2(I \rightarrow I-2)}{I} = \begin{cases} \frac{\hbar\omega}{I} \xrightarrow{I \rightarrow \infty} 0, & U(5), \\ \frac{\hbar^2}{2J} \left(4 - \frac{2}{I}\right) \xrightarrow{I \rightarrow \infty} 4 \left(\frac{\hbar^2}{2J}\right), & SU(3), \\ \frac{E_{2_1^+}}{4} \left(1 + \frac{2}{I}\right) \xrightarrow{I \rightarrow \infty} \frac{E_{2_1^+}}{4}, & O(6). \end{cases}$$

推断 γ_{rast} 谱可分为三段 注意到 $I_1 = 4-8$ 处转动惯量 J 明显的不规则改变(图 1) $2_1^+ - 6_1^+$ 态超常地偏离理想模型特征(图 2) 和非谐振核有 $R_{4/2} = 2.2 \rightarrow 2.3$ 情况^[5], 以及激发模式的有序度问题, 这段能谱应属混合激发谱, 而 $8_1^+ - 20_1^+$ 态是变形 $\alpha(6)$ 核的激发谱^[5]. 按常理 $22^+ - 24^+$ 态是拆对-顺排态, 可以指认 ^{76}Sr 核的 γ_{rast} 带结构复杂, 有转动驱动着以 $SU(3)$ 为主的三种混合激发的低角动量态, 向着高有序

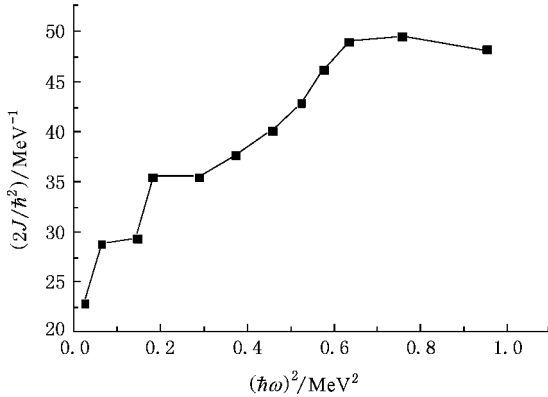


图 1 ^{76}Sr 核 γ_{rast} 带的 $J-\omega^2$ 图

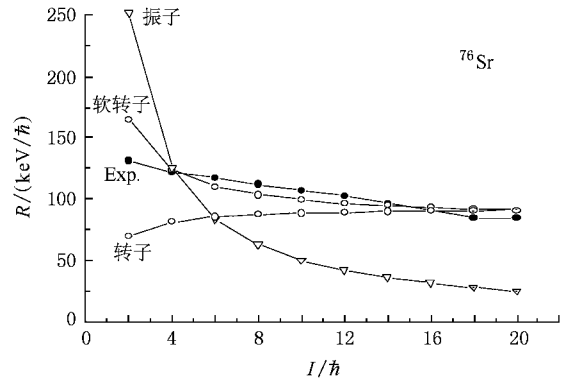


图 2 ^{76}Sr 核实验能谱^[26, 27]的 E-GOS 分析

的变形 $\alpha(6)$ 核的高激发态过渡, 直到拆对-顺排态.

接下来是应用微观 sdIBM-2 方案分别指认出相应的激发模式. 按照原子核壳模型理论, ^{76}Sr 核的价核子组态为

$$(2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})^{10}$$

$$(2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2})^{10}$$

中子和质子的单粒子的实验能量值分别取自文献 [32, 33], 见表 1.

表 1 实验单粒子能量值 (MeV)

nlj	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	nlj	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$
中子	4.000	4.770	5.113	7.000	质子	4.000	4.770	5.110	7.700

当核子-核子等效相互作用参数如表 2 所示时, 方案分段计算出 ^{76}Sr 核谱. 表 3 显示: 理论计算结果较好地与实验测量值^[26, 27]相符合, 对于 $R_{4/2}$, 计算给出低能态 I 或 II 分别为 2.56 或 2.54, 高能态的为

2.48. 因此, 方案再现了有转动驱动低角动量的混合激发谱向着单一的变形 $\alpha(6)$ 核激发谱的演化的特征. 鉴于实验数据不足和方案本身的缺陷, 无法准确指认混合激发谱对称性的更多细节.

表 2 核子-核子等效相互作用参数 (MeV)

模式	$g_0^{(n)}$	$G_2^{(n)}$	$K^{(n)}$	$g_0^{(p)}$	$G_2^{(p)}$	$K^{(p)}$	$K^{(np)}$
高能态	0.0566	0.0675	0.0060	0.0596	0.0763	0.0060	0.0563
低能态 I	0.0566	0.0675	0.0060	0.0596	0.0763	0.0060	0.0315
低能态 II	0.0550	0.0685	0.0005	0.0580	0.0775	0.0005	0.0310

表 3 γ_{rast} 谱的理论计算值与实验值的比较 (MeV)

能态	0	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20	22	24
低能态 I	0.000	0.330	0.844	1.478	2.250	3.155	4.195	5.365	6.653	8.055	9.567		
低能态 II	0.000	0.308	0.782	1.377	2.100	2.947	3.923	5.023	6.234	7.554	8.979		
实验值	0.000	0.262	0.747	1.446	2.341	3.410	4.630	5.979	7.427	8.944	10.537	12.277	14.230
高能态	0.000	0.383	0.951	1.597	2.418	3.395	4.548	5.873	7.343	8.954	10.701		

对于给定的 $g^{(\sigma)}, G_2^{(\sigma)}, K^{(\sigma)}$, 计算表明: 价核子的总结合能随着 $K^{(\text{mp})}$ 值的增加而增加. 值得注意的是, 除了 $K^{(\text{mp})}$ 外, 只用一组参数也能较好地再现 ^{76}Sr 整个 yrast 带.

这种处理展示了进一步理解和说明基准态结构改变的新物理图像和新机理: 当被布居到高激发态的核在退激发时, 通过级联 γ 跃迁进入 yrast 态; 在不断的退激发中, 在某个阶段上, 退激发能解除了高激发模式基准态结构和它在能量上的优势, 导致它释放多余的结构能, 引起价核子对耦合强弱的变化, 出现新的低有序基准态结构的重组, 实现了高速旋转减慢驱动变形核向着准球形核过渡的量子相变. 例如, 这里的 ^{76}Sr 核在 6_1^+ 态处, 就发生了 $O(6)$ 激发模式退激发到 $SU(3)$, $O(6)$ 和 $U(5)$ 混合激发模式的相变(见表 3、图 2). 从宏观上看, 这种转变发生突然, 进行较快, 但在微观上看, 两种玻色流内的相互作用参数没有变(或变化不大), 其结构没有改变(或改变不大), 出现一个新基准态的重组. 因此, 这是以改变价核子的耦合强度这种较温和的方式实现的, 详细论述请见文献 [15, 16].

最后, 程序还计算出中子-质子相互作用项的类型及其强度. 对 ^{76}Sr 核的计算表明: 1) 在非零的系数中, 除了排斥作用很小的 $c_2^{(\text{mp})}$ 外, 其他都是负值, 它们都是反抗 Corioli 力的吸引相互作用; 2) 其中型为 $[d^{(n)+} d^{(p)+}]_0$ 和 $[d^{(n)+} \tilde{d}^{(p)}]_0$ 的耦合(对应系数 $v_1^{(\text{mp})}, v_4^{(\text{mp})}$) 提供的结合能最大.

从上面的图、表和讨论中, 我们可以得到如下结论:

1) 基于微观 sdIBM-2 方案和实验单粒子能量值, 在最普遍的哈密顿量下, 用两组参数分别很好地再现了 ^{76}Sr 核的相应的实验能谱^[26, 27]. 计算结果表明: ^{76}Sr 核从基态起直到 20_1^+ 态全都是集体态; 但存在有激发基准态结构的过渡.

2) IBM 指认的三种基准态之间存在着激烈的互相竞争, 每个基准态都有以一定概率实现激发的可能, 特别是在低能、低角动量态上. 从微观角度看, 这种基准态结构的改变引发的过渡不很剧烈, 只是在相变过渡区中通过价核子之间耦合强弱的变化, 改

变了玻色子结构常数, 构建出新激发模式基准态, 实现新旧激发模式基准态的过渡. 计算表明, ^{76}Sr 核的相变共存区是 $6_1^+ - 8_1^+$ 态, 8_1^+ 态是转动稍占优势的态, 而 6_1^+ 态是振动稍占优势的态.

3) 计算表明: 在给定的 $g^{(\sigma)}, G_2^{(\sigma)}, K^{(\sigma)}$ 下, 价核子的总结合能随着 $K^{(\text{mp})}$ 值的增加而增加. 这意味着增强了核子对反抗 Corioli 力的效应, 必将促成“顺排滞后”现象的发生. 这与我们过去在再现 Ge, Zr 偶同位素链的能谱中, 总是共轭核的 $K^{(\text{mp})}$ 取最大值的情况彼此自洽^[34, 35].

4) 作为计算依据的实验单粒子能量, 来自 $^{57}_{28}\text{Ni}_{29}$ 核, 如果在 ^{76}Sr 核中, 这些能量值不变或者变化不大, 那么本方案预言 22_1^+ 态是中子型的两粒子态. 因为质子和中子都处在同一大壳上, 它们的前三个能隙是一致的, 第四个能隙是中子的比质子的小 0.700 MeV(见表 1). 在调整参数时已让它们有相同的总能量, 正常情况下, 处在 $1f_{5/2}$ 轨道上的中子进入闯入态 $1g_{9/2}$ 所需要的能量比同样情况下的质子要少, 中子对实现破对-顺排的概率自然比质子对的概率要大. 可见第四个能隙是至关重要的.

5) 中子-质子相互作用项中有 δ 玻色子成分, 其总的相互作用是属于反抗 Corioli 力的吸引相互作用. 它的作用类型也比较多, 其中尤以型为 $[d^{(n)+} d^{(p)+}]_0$ 和 $[d^{(n)+} \tilde{d}^{(p)}]_0$ 的耦合提供的结合能最大.

4. 结 论

对于一个原子核中发生的从一种激发模式向另一种激发模式过渡的识别和机理, 提出了一个新认识: 由于退激能量解除了原有激发模式的基准态结构和它在能量上优势, 高有序基态释放结构能, 引发激发模式基准态结构重组, 实现了新旧激发模式基准态的过渡. 并以 ^{76}Sr 核为例作了阐述.

另外, 理论分析和计算结果表明: 对于有相互作用的中子-质子两相玻色子流体, 在给定的 $g^{(\sigma)}, G_2^{(\sigma)}, K^{(\sigma)}$ 下, 增大 $K^{(\text{mp})}$ 意味着增强了核子对反抗 Corioli 力拆对-顺排的能力, 势必促成“顺排滞后”现象.

[1] Casten R F 2006 *Nature Physics* **2** 811

[2] Iachello F 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 3580

[3] Iachello F 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 05250

[4] Niksic T, Vretenar D, Lalazissis G A, Ring P 2007 *Phys. Rev.*

- Lett.* **99** 092502
- [5] Regan P H , Beausang C W , Zarnfir N V , Casten R F , Zhang J Y , Yamamoto A D , Caprio M A , Gurdal G , Hecht C , Hutter C , Krucken R , Langdown S D , Meyer D A , Ressler J J 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 152501
- [6] Leviatan A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 242502
- [7] Liu M L 2007 *Phys. Rev. C* **76** 054304
- [8] Zhang Y , Hou Z F , Liu Y X 2007 *Phys. Rev. C* **76** 011305
- [9] Sun Y , Walker Philip M , Xu F R , Liu Y X 2007 arXiv : nucl-th/0711.0260v1
- [10] Pan F , Zhang Y , Draayer J P 2005 arXiv : nucl-th/0503071v1
- [11] Long G L 1997 *Phys. Rev. C* **55** 3163
- [12] Shu J , Ran Y , Ji T , Liu Y X 2003 *Phys. Rev. C* **67** 044304
- [13] Cejnar P , Jolie J 2004 *Phys. Rev. C* **69** 011301
- [14] Zhang J F , Bai H B 2007 *Chin. Sci. Bull.* **52** 165
- [15] Shi Z Y , Tong H , Shi Z Y , Zhang C M , Zhao X Z , Ni S Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 1329 (in Chinese [石筑一、童红、石筑亚、张春梅、赵行知、倪绍勇 2007 物理学报 **56** 1329])
- [16] Shi Z Y , Zhang C M , Tong H , Zhao X Z , Ni S Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1564 (in Chinese [石筑一、张春梅、童红、赵行知、倪绍勇 2008 物理学报 **57** 1564])
- [17] Yang Z S , Liu Y , Qi H 1984 *Nucl. Phys. A* **421** 297
- [18] Yang Z S , Liu Y , Tian X C 1982 *High Energy Phys. & Nucl. Phys.* **6** 472 (in Chinese [杨泽森、刘庸、田晓岑 1982 高能物理与核物理 **6** 472])
- [19] Shi Z Y , Liu Y , Sang J P 2000 *Chin. Phys.* **9** 9
- [20] Shi Z Y , Liu Y , Sang J P 2001 *Chin. Phys.* **10** 282
- [21] Shi Z Y , Zhao X Z , Tong H 2003 *Chin. Phys.* **12** 732
- [22] Shi Z Y , Ni S Y , Tong H , Zhao X Z 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 734 (in Chinese [石筑一、倪绍勇、童红、赵行知 2004 物理学报 **53** 734])
- [23] Meng J , Zhang W , Zhou S G , Toki H , Geng L S 2003 arXiv : nucl-th/0312055v1
- [24] Alharbi H H , Alhendi H A , Suel-Kameesy 2005 *Journal of physics G* **31** S1813
- [25] Alhendi H A , Alharbi H H , Suel-Kameesy 2006 *Journal of physics G* **32** 93
- [26] Fischer S M , Lister C J , Balamuth D P , Bauer R , Becker J A , Bernstein L A , Carpenter M P , Durell J , Fotiadis N , Freeman S J , Garrett P E , Hausladen P A , Janssens R V F , Jenkins D , Leddy M , Ressler J , Schwartz J , Svelnys D , Sarantites D G , Seweryniak D , Varley B J , and Wyss R 2003 *Phys. Rev. Lett.* **87** 132501
- [27] Davies P J , Afanasjev A V , Wadsworth R , Andreoiu C , Austin R A E , Carpenter M P , Dashdorj D , Freeman S J , Garrett P E , Gørgen A , Greene J , Jenkins D G , Johnston-Theasby F L , Joshi P , Macchiavelli A O , Moore F , Mukherjee G , Reviol W , Sarantites D , Seweryniak D , Smith M B , Svensson C E , Valiente-Dobon J J , Ward D 2007 *Phys. Rev. C* **75** 011302
- [28] Afanasjev A V , Frauendorf S 2005 *Phys. Rev. C* **71** 064318
- [29] Caprio M A , Iachello F 2005 arXiv : nucl-th / 0502075v2
- [30] Sang J P 1992 *Ph. D. thesis* (Wuhan : Central China Normal University) p8 , 9 , 98—104 (in Chinese [桑建平 1992 博士学位论文(武汉 : 华中师范大学) 第 8 , 9 , 98—104 页])
- [31] Liao J Z 1990 *Modern Nuclear Models.* (Chengdun : Sichuan University Press) p204—211 (in Chinese [廖继志 1990 近代原子核模型(成都市 : 四川大学出版社) 第 204—211 页])
- [32] Goodman A L 1999 *Phys. Rev. C* **60** 014311
- [33] Kaneko K , Hasegawa M , Mizusaki T 2002 *Phys. Rev. C* **66** 051306(R)
- [34] Tong H , Shi Z Y 2004 *Nuclear Science and Techniques* **15** 261
- [35] Ni S Y , Shi Z Y 2004 *Atomic Energy Science and Technology* **38** 487 (in Chinese [倪绍勇、石筑一 2004 原子能科学技术 **38** 487])

Evolution of the yrast-band structure in ^{76}Sr nuclei within microscopic theory^{*}

Shi Zhu-Yi^{1)2)†} Tong Hong¹⁾ Zhang Huan²⁾ Wang Hong¹⁾ Lei Yu-Xi²⁾ Zhao Xing-Zhi¹⁾ Ni Shao-Yong¹⁾

¹⁾ *Department of Physics, Guizhou Institute for Nationalities, Guiyang 550025, China*

²⁾ *Department of Basic Science, North University for Ethnicity, Yinchuan 750021, China*

(Received 27 November 2007 ; revised manuscript received 5 November 2008)

Abstract

A new viewpoint is proposed for understanding the quantum phase transition from a higher-ordered excitation model to other lower-ordered one, which suggests that a nucleus populated at high-momentum state decouples firstly to the yrast-band with the E_2 -transitions mode, and then to the coexist region, wherein the structure-energy is released, the change in the nucleon coupling intensity ensues, finally the basic state of the lower-ordered excitation model is reconstructed, the evolution of basic states structure is accomplished. Therefore this is a smooth and calm transition. Using an example of the ^{76}Sr nucleus, the problem is discussed carefully.

Keywords : quantum phase transition, evolution of yrast-band structure, microscopic sdIBM-2 approach, ^{76}Sr nucleus

PACC : 2110R, 2160E, 2320L

^{*} Project supported by the Natural Science Foundation of the Education Department of Guizhou Province, China (Grant No. Qian Jiao Ke 2006318) and the Science-Technology Foundation of Guizhou Province, China (Grant No. Qian Ke [2009] 2071).

[†] E-mail Shizhuyi@vip.sina.com.cn